

ГИСТЕРЕЗИС ХАРАКТЕРИСТИК МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ФЕРРИТОВЫХ ПЛЕНКАХ С ПОЛОСОВЫМИ ДОМЕНАМИ, ВЕКТОРЫ НАМАГНИЧЕННОСТИ КОТОРЫХ ОРИЕНТИРОВАНЫ ВБЛИЗИ ПЛОСКОСТИ ПЛЕНКИ

А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов*

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
141120, Фрязино, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 7 апреля 1998 г.

Экспериментально исследовано распространение безобменных спиновых (магнито-статических) волн в пленках железиттриевого граната с регулярной полосовой доменной структурой, в которой векторы намагниченности доменов ориентированы вблизи плоскости пленки. Изучены характеристики волн для случаев намагничивания пленки параллельно и перпендикулярно проекциям кристаллографических осей типа [111] на плоскость пленки. Установлено, что в отличие от пленок, у которых векторы намагниченности доменов ориентированы вблизи нормали к плоскости пленки, как распространение магнито-статических волн, так и изменение параметров доменной структуры носят ярко выраженный гистерезисный характер при изменении величины подмагничивающего поля. Исследован гистерезис изменения амплитудно-частотных характеристик, эквивалентных кривых и дисперсии магнито-статических волн. Изучено, как связан гистерезис этих параметров с гистерезисом доменной структуры. Внутри спектра магнито-статических волн обнаружен интервал длин волн (волновых чисел), которые не возбуждаются в насыщен-ной пленке при величине приложенного поля, близкой к насыщающей, причем указанное явление также носит гистерезисный характер.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектрам возбуждений ферромагнетика с доменной структурой посвящено значительное количество работ [1–18], в которых исследованы спин-волновые спектры возбуждений [1–16] и спектры возбуждений доменных границ [17, 18], причем среди последних обнаружены как низкочастотные (1–10 МГц) [17], так и высокочастотные (0.8–1.5 ГГц) [18] резонансы. Спин-волновые возбуждения, или спиновые волны, в магнитных пленках и пластинах исследовались для случаев регулярной [1–13] и нерегулярной [14, 15] полосовых доменных структур. В большинстве теоретических работ распространение спиновых волн рассматривалось в предположении, что длина волны λ и толщина ферритового слоя s намного больше ширины доменов d [1, 3–6], тогда как в экспериментах, где обычно использовался железиттриевый гранат, исследовался случай $s \approx d$ и $d \ll \lambda$ [5, 10–12, 14, 15]. Эксперименты, как правило, выполнялись на прямоугольных образцах небольших размеров [5, 14, 15], что приводило к сильным краевым искажениям доменной структуры и возникновению в ней нерегулярностей [14, 15]. Ориентация кристаллографических осей в плоскости пленки зачастую не контролировалась, либо выбиралась произвольной [10, 14, 15]. В экспериментах обычно использо-

*E-mail: svg318@ire216.msk.su

вались пленки с доменами, вектор намагниченности которых ориентирован в направлениях близких к перпендикулярному к плоскости пленки, что обеспечивало легкость визуального наблюдения доменной структуры по эффекту Фарадея. Однако причина указанной ориентации вектора намагниченности внутри доменов, как правило, оставалась не выявленной, а магнитная анизотропия не измерялась. Перечисленные выше обстоятельства затрудняют сравнение эксперимента с теорией, а также сопоставление результатов, полученных разными исследователями, не позволяя выявить общие закономерности ни в поведении доменной структуры пленок, ни в характере распространения спиновых волн. В работах [11, 12] использование образцов больших размеров (более $30 \times 30 \text{ мм}^2$) позволило избавиться от влияния краев образца и получить определенное представление как об особенностях формирования доменной структуры в пленках железиттриевого граната, так и о распространении в этих структурах достаточно длинных ($c \lambda > 50 \text{ мкм}$) спиновых волн, обычно называемых магнитостатическими. Контроль ориентации кристаллографических осей в плоскости пленок позволил выявить резко анизотропный характер поведения магнитостатических волн, обусловленный существенными различиями в изменении доменной структуры и в характере ее фазовых переходов. Следует заметить, однако, что результаты, изложенные в работах [11, 12], являются далеко не исчерпывающими. Так, в наших экспериментах был выявлен широкий класс пленок железиттриевого граната, в которых поведение магнитостатических волн существенным образом отличается от описанного в [11, 12]. Причиной такого отличия является равновесная ориентация вектора намагниченности доменов вблизи плоскости пленки, что существенно отражается на всех характеристиках магнитостатических волн: их полевые и ориентационные зависимости приобретают ярко выраженный гистерезисный характер, не отмечавшийся ранее, причем свойства гистерезиса определяются как кристаллографической, так и наведенной анизотропией пленок. Отметим, что термин «гистерезисные свойства магнитостатических волн» использовался ранее в [15], где при перемагничивании пленки относительно нулевого значения поля наблюдалось изменение на $\approx 4 \text{ Э}$ минимального значения постоянного магнитного поля, при котором в пленке начинали возбуждаться магнитостатические волны. В данной работе понятие «гистерезис» используется в общепринятом смысле этого слова, подразумеваемом существенное изменение параметров и характеристик этих волн при одном и том же значении постоянного магнитного поля H_0 в зависимости от предыстории его изменения. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию распространения длинных спиновых волн через ансамбль доменов, образующих регулярную структуру по всей площади пленки.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА И ПАРАМЕТРЫ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

Эксперименты проводились на установке, аналогичной описанной в [11, 12]. Исследуемые ферритовые пленки намагничивались в плоскости однородным полем H_0 , которое могло изменяться в пределах 0–100 Э. Магнитостатические волны в интервале частот 100–3000 МГц возбуждались и принимались подвижными антеннами, имевшими преобразователи из позолоченной вольфрамовой проволоки длиной 3.5 мм и толщиной 12 мкм. Волновое число магнитостатических волн измерялось методом подвижного зонда. Одновременно с измерением характеристик этих волн осуществлялся контроль доменной структуры образцов с помощью магнитооптического метода при помощи эф-

фекта Фарадея при освещении пленки лучом света, перпендикулярным плоскости пленки.

Исследованные пленки железиттриевого граната были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната, вырезанных в кристаллографической плоскости (111). Толщина пленок составляла 5–20 мкм, а диаметр — 75 мм. При измерении параметров пленок методом, изложенным в [19], оказалось, что пленки обладают наряду с кубической еще и одноосной анизотропией с осью вблизи нормали к плоскости пленки. Были получены следующие наиболее характерные значения параметров пленок: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750 \pm 50$ Гс, поле кубической анизотропии $H_c = 80 \pm 5$ Э, поле одноосной анизотропии — не более 200 Э. Угол отклонения оси одноосной анизотропии от нормали к плоскости пленки θ составлял не более 4° . Ориентация осей кубической анизотропии в плоскости пленки определялись с точностью $\pm 0.5^\circ$, а ориентация проекции оси одноосной анизотропии на плоскость пленки — с точностью $\pm 3^\circ$ (большая ошибка возникала из-за маленькой величины θ). Величины постоянного магнитного поля, достаточные для касательного намагничивания пленки до насыщения, соответственно, вдоль или перпендикулярно проекции какой-либо оси типа [111] на плоскость пленки составляли $H_{sat}^{\parallel} = 30\text{--}40$ Э и $H_{sat}^{\perp} = 14\text{--}25$ Э. Полуширина линии ферромагнитного резонанса для всех пленок не превышала 0.6 Э.

Как видно, приведенные выше значения параметров пленок ничем существенно не отличаются от тех, которые использовались в более ранних работах [10–12]. В то же время, как будет описано далее, поведение магнитостатических волн в них существенно отлично от известного и проявляет ярко выраженный гистерезисный характер. В ходе исследований было установлено, что главным отличием отобранных пленок является ориентация вектора намагниченности доменов вблизи плоскости пленки, тогда как в исследованных ранее пленках, не проявлявших гистерезисных свойств, вектор намагниченности доменов ориентирован вблизи нормали к плоскости пленки [11, 12]. Было обнаружено, что пленки обеих групп обладают одноосной анизотропией, ось которой перпендикулярна плоскости пленки, а поле не превышает 150–200 Э, причем величина поля анизотропии в пленках, где намагниченность доменов близка к плоскости, как правило, на 20–70 Э меньше чем в пленках, где намагниченность доменов ориентирована вблизи нормали. Сказанное выше не означает, что поле одноосной анизотропии при переходе от пленок одной группы к пленкам другой меняется скачком. Скачкообразное изменение претерпевает лишь ориентация вектора намагниченности, что вполне возможно при плавном изменении поля анизотропии и вообще характерно для ориентационных фазовых переходов в магнетиках [20].

Расположение кристаллографических осей в плоскости пленки железиттриевого граната и соответствующий выбор отсчета углов показан на рис. 1 (плоскость пленки совпадает с плоскостью рисунка). Проекция осей одноосной анизотропии на плоскость пленки показана жирной линией и обозначена буквой А. Очевидно, что все показанные на рисунке проекции осей типа [111] на плоскость пленки в кристаллографическом отношении совершенно эквивалентны, поэтому цифрой 1 обозначена проекция, наиболее близко ориентированная к направлению А, а две остальные пронумерованы по часовой стрелке. Угол между направлениями 1 и А обозначен через φ (углы будем отсчитывать от оси 1, положительное направление отсчета углов — против часовой стрелки).

Наиболее общие закономерности характера распространения магнитостатических волн и параметров доменной стенки (наблюдавшиеся во всех исследованных пленках)

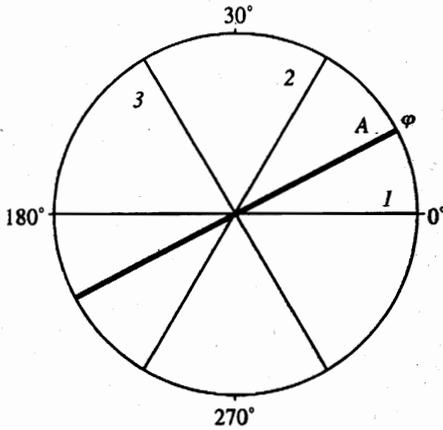


Рис. 1. Расположение различных выделенных направлений в плоскости пленки железиттриевого граната: 1–3 — направления, определяемые проекциями осей типа [111] на плоскость пленки; А — направление, определяемое проекцией оси одноосной анизотропии

описываются ниже на примере пленки железиттриевого граната № 1, имеющей параметры: $s = 17.9$ мкм, $4\pi M_0 = 1780$ Гс, $\Delta H = 0.54$ Э, $\Delta H = -80.5$ Э, $\theta = 1.3^\circ$, $\varphi = 29^\circ$, $H_{sat}^{\parallel} = 33.5$ Э и $H_{sat}^{\perp} = 19.1$ Э. Кроме этой пленки, подробно исследовались также пленки железиттриевого граната № 2 толщиной 18.5 мкм с $\varphi = -22^\circ$, $H_{sat}^{\parallel} = 39$ Э и $H_{sat}^{\perp} = 23$ Э и железиттриевого граната № 3 толщиной 12.6 мкм с $\varphi = -7^\circ$, $H_{sat}^{\parallel} = 36$ Э и $H_{sat}^{\perp} = 14$ Э. Однако практически все закономерности распространения магнитоэлектрических волн могут быть описаны на примере пленки № 1, что и будет сделано ниже.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН: МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ И ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Целью настоящей работы является исследование поведения магнитоэлектрических волн в описанных выше пленках с доменной структурой касательно намагничиваемых постоянным магнитным полем H_0 параллельно или перпендикулярно какой-либо из проекций осей типа [111] на плоскость пленки. В экспериментах исследовались амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики коэффициента передачи магнитоэлектрических волн при расстоянии между преобразователями 15 мм, на основе которых получались частотно-полевые зависимости областей существования этих волн, а также эквивалентные кривые и дисперсионные характеристики магнитоэлектрических волн в этих областях. Метод построения указанных зависимостей аналогичен описанному в [12].

Эксперименты показали, что при ориентации преобразователей вдоль направления поля H_0 в пленках с доменной структурой при любой их кристаллографической ориентации эффективно возбуждаются поверхностные магнитоэлектрические волны, распространяющиеся перпендикулярно направлению H_0 . Поверхностный характер этих волн подтверждается видом дисперсионных кривых и существенным изменением затухания в зависимости от направления распространения волны. При этом частотные интервалы возбуждения, характер дисперсии и характер гистерезиса сильно зависят от кристаллографической ориентации пленок относительно поля. При полях H_0 , достаточных для намагничивания пленки до насыщения, во всех исследованных пленках поверхност-

ные магнитостатические волны возбуждались в полном соответствии с теорией [21], а гистерезисные явления не наблюдались.

Отметим, что при ориентации преобразователей магнитостатических волн перпендикулярно направлению поля H_0 (в насыщенных пленках при этом возбуждаются обратные объемные магнитостатические волны) волны не возбуждались ни в одной из исследованных пленок при любой их кристаллографической ориентации.

Рассмотрим подробно упомянутые выше свойства поверхностных магнитостатических волн для различных случаев кристаллографической ориентации пленок.

4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА, НАМАГНИЧИВАЕМЫХ ВДОЛЬ ПРОЕКЦИИ ОСИ ТИПА [111] НА ПЛОСКОСТЬ ПЛЕНКИ

При намагничивании пленок полем, параллельным какой-либо из проекций осей типа [111] на плоскость пленки, в зависимости от поведения магнитостатических волн можно выделить три характерных значения поля: H_{min1}^{\parallel} , H_{min2}^{\parallel} и H_{sat}^{\parallel} . В полях $H_0 > H_{sat}^{\parallel}$ пленки железиттриевого граната намагничиваются до насыщения, и распространение магнитостатических волн в них происходит в соответствии с теорией [21]. При уменьшении поля от значения большего H_{sat}^{\parallel} до $\simeq 0$ (в дальнейшем такое изменение поля будем описывать кратко как уменьшение H_0 от $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ до $\simeq 0$, где δ — небольшое добавочное поле порядка 2–3 Э) возбуждение магнитостатических волн наблюдается до тех пор, пока величина H_0 не уменьшится до значения H_{min1}^{\parallel} (при $H_0 < H_{min1}^{\parallel}$ магнитостатические волны не возбуждаются). Для всех исследованных пленок значение H_{min1}^{\parallel} лежит в пределах 1–3 Э. При увеличении поля от $\simeq 0$ до значения, большего H_{sat}^{\parallel} (в дальнейшем такое изменение поля будем описывать кратко как увеличение H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$) магнитостатические волны начинали возбуждаться лишь при полях H_0 , больших значения H_{min2}^{\parallel} . Значение поля H_{min2}^{\parallel} для всех исследованных пленок лежит в пределах 2–5 Э, т.е. $H_{min2}^{\parallel} > H_{min1}^{\parallel}$ на 1–4 Э, что отмечалось и ранее в [15] при исследовании перемагничивания пленок железиттриевого граната. При изменении поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ и обратно поведение магнитостатических волн носит ярко выраженный гистерезисный характер, который мы и описываем ниже для случая намагничивания пленки железиттриевого граната № 1 вдоль оси 1 (рис. 1). Для пленки № 1 $H_{min1}^{\parallel} = 1$ Э, $H_{min2}^{\parallel} = 2.5$ Э и $H_{sat}^{\parallel} = 33.5$ Э.

Рассмотрим вначале появление гистерезиса на изменении амплитудно-частотной характеристики коэффициента передачи магнитостатических волн с возбуждающего преобразователя на приемный. На рис. 2 показаны характеристики, соответствующие увеличению поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ (эпюры 1–4) и уменьшению поля H_0 в тех же пределах (эпюры 5–8). Из рисунка видно, что в случае увеличения поля при величине H_0 , равной, например, 4.5 Э, магнитостатические волны возбуждаются в частотном диапазоне 1600–1900 МГц (рис. 2, эпюра 1), тогда как в случае уменьшения поля при той же величине H_0 магнитостатические волны возбуждаются в существенно отличном диапазоне частот 850–1900 МГц (рис. 2, эпюра 8). Попарное сравнение амплитудно-частотных характеристик, соответствующих более высоким значениям H_0 (эпюры 2 и 7, 3 и 6, 4 и 5 на рис. 2), показывает, что в обоих случаях эти характеристики по-

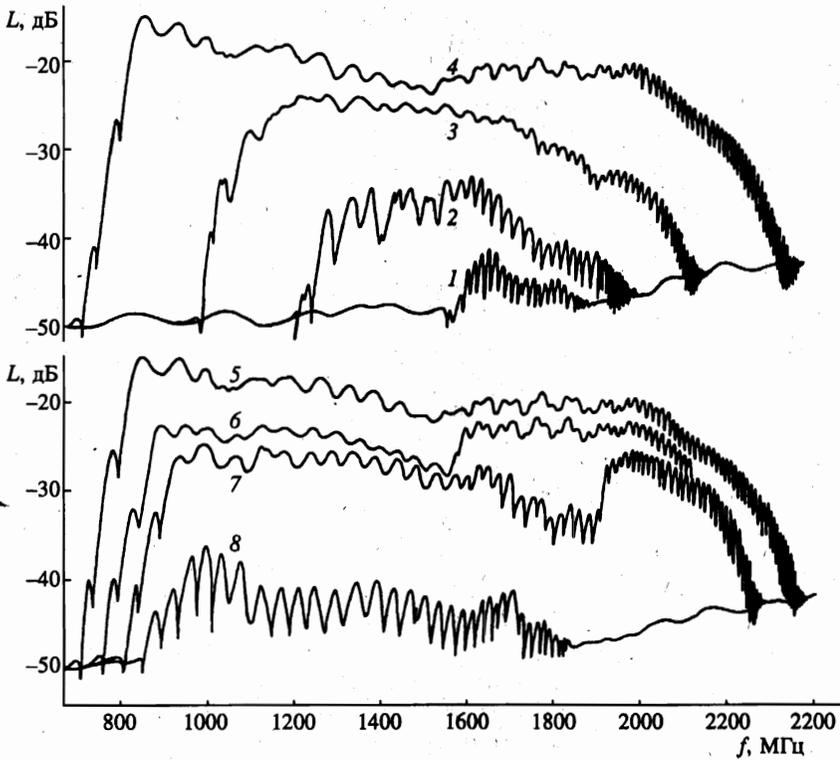


Рис. 2. Амплитудно-фазовые характеристики коэффициента передачи магнитостатических волн при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 вдоль оси 1 на рис. 1 для следующих значений поля H_0 : 1 и 8 — 4.5 Э, 2 и 7 — 17 Э, 3 и 6 — 24 Э, 4 и 5 — 33.5 Э; кривые 1–4 сняты при монотонном увеличении поля H_0 , кривые 5–8 — при монотонном уменьшении поля H_0 (высокочастотный участок амплитудно-частотной характеристики, описываемой кривой 6, не приведен)

степенно расширяются и при $H_0 = H_{sat}^{\parallel}$ (когда пленка насыщается) становятся одинаковыми, занимая частотный диапазон 700–2400 МГц в соответствии с теорией [21] (см. эпюры 4 и 5). Таким образом, одним и тем же значениям поля H_0 соответствуют разные частотные диапазоны расположения амплитудно-частотных характеристик магнитостатических волн в зависимости от направления изменения величины H_0 , т. е. предыстории процесса, что является наиболее характерным общим свойством гистерезисных явлений. Очевидно, что если после уменьшения поля H_0 от $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ до ≈ 0 снова начать увеличение H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$, то магнитостатические волны, перестав возбуждаться при $H_0 < H_{min1}^{\parallel}$, опять начнут возбуждаться (при $H_0 > H_{min2}^{\parallel}$) в диапазоне 1600–1900 МГц (эпюра 1, рис. 2), т. е. весь цикл повторяется.

Отметим также одну характерную особенность, наблюдавшуюся на амплитудно-частотных характеристиках спектра магнитостатических волн: при уменьшении поля H_0 от значения $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ до ≈ 0 на амплитудно-частотной характеристике возникает перепад ослабления, который по мере уменьшения поля смещается из области низких частот в область высоких частот, проходя через весь спектр магнитостатических

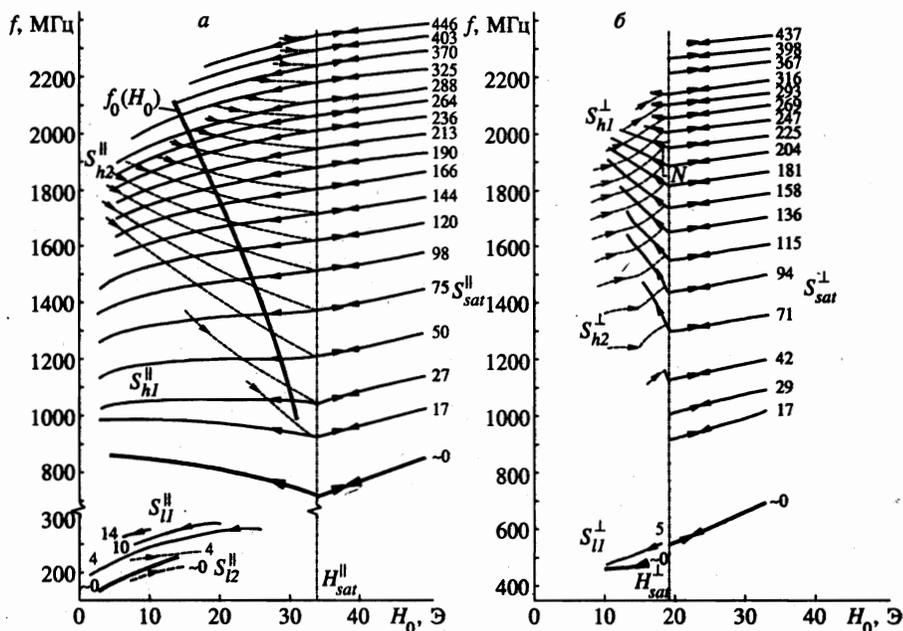


Рис. 3. Частотно-полевые области существования поверхностных магнитостатических волн и их эквифазные кривые для пленки железиттриевого граната № 1 (значения k в см^{-1} подписаны около каждой эквифазной кривой): а) поле H_0 приложено вдоль одной из проекций осей $[111]$ на плоскость пленки (вдоль оси 1 на рис. 1); б) поле H_0 приложено перпендикулярно той же проекции оси $[111]$. Эквифазные кривые, соответствующие случаю увеличения поля H_0 , даны штрихом, а кривые, соответствующие случаю уменьшения поля H_0 и насыщенного состояния пленки, даны сплошными линиями. Низкочастотные границы областей существования магнитостатических волн выделены жирными линиями

волн. Поскольку фазово-частотная характеристика и дисперсия магнитостатических волн (описываемая в дальнейшем) в окрестности перепада сохраняют непрерывный характер, то перепад ослабления не является местом слияния двух различных спектров этих волн (хотя вид амплитудно-частотной характеристики и может наводить на мысль о такой интерпретации), а, скорее всего, обусловлен резонансными причинами, что обсуждается в разд. 9. На рис. 2 этот перепад отчетливо виден на эпюре б вблизи частоты 1600 МГц и на эпюре 7 вблизи частоты 1900 МГц. Величина перепада при его перемещении из низкочастотной части спектра магнитостатических волн в высокочастотную постепенно меняется от ≈ 1 дБ до ≈ 9 дБ.

Рассмотрим возникновение гистерезисных явлений на примере эквифазных кривых магнитостатических волн.

На рис. 3а обозначены частотно-полевые области возбуждения магнитостатических волн и приведены эквифазные кривые, полученные для пленки № 1. Значения волнового числа k (в см^{-1}), соответствующие эквифазным кривым, приведены на рисунке около каждой кривой. Жирным выделены эквифазные кривые, соответствующие начальной частоте спектра магнитостатических волн с $k \approx 0$ или однородному ферромагнитному резонансу. Как видно из рисунка, в случае уменьшения значений поля H_0 от $H_{sat}^{||} + \delta$ до ≈ 0 наблюдались две области возбуждения волн, показанные сплошными

ми кривыми: высокочастотная область S_{h1}^{\parallel} и низкочастотная область S_{i1}^{\parallel} . В случае же увеличения поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ в том же самом интервале полей возникают две другие области возбуждения магнитостатических волн, показанные штриховыми кривыми: высокочастотная область S_{h2}^{\parallel} и низкочастотная область S_{i2}^{\parallel} . Из рис. 3а видно, например, что в области S_{h1}^{\parallel} (случай уменьшения поля) при $H_0 \simeq 4.5$ Э магнитостатические волны с $k = 50 \text{ см}^{-1}$ возбуждаются на частоте 1150 МГц, тогда как в области S_{h2}^{\parallel} (случай увеличения поля) при той же величине H_0 волны с $k = 50 \text{ см}^{-1}$ возбуждаются на гораздо более высокой частоте 1680 МГц. Как видно из эквивалентных кривых, при любом H_0 магнитостатические волны с любым волновым числом k возбуждаются на существенно разных частотах в каждой из областей S_{h1}^{\parallel} и S_{h2}^{\parallel} , причем чем выше величина H_0 , тем меньше разница в значениях частот. При $H_0 = H_{sat}^{\parallel}$ (когда пленка насыщается) эквивалентные кривые обеих высокочастотных областей S_{h1}^{\parallel} и S_{h2}^{\parallel} сходятся, претерпевают излом и непрерывно переходят в эквивалентные кривые обычных поверхностных магнитостатических волн из области насыщения S_{sat}^{\parallel} , в которой поведение магнитостатических волн происходит в полном соответствии с теорией [13, 21]. Таким образом, в интервале полей $\simeq 0 < H_0 < H_{sat}^{\parallel}$ наблюдается ярко выраженный гистерезис эквивалентных кривых магнитостатических волн для высокочастотных областей: при изменении поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ и обратно вместо магнитостатических волн из области S_{h2}^{\parallel} , описываемых штриховыми кривыми, возникают волны из области S_{h1}^{\parallel} , описываемые сплошными кривыми. Повторное изменение поля в тех же пределах приводит к повторению всего цикла, т. е. опять возбуждаются волны из области S_{h2}^{\parallel} , а затем из области S_{h1}^{\parallel} (если при увеличении поля величина H_{sat}^{\parallel} не достигнута, то продолжится возбуждение магнитостатических волн из области S_{h2}^{\parallel} , а если не достигнута величина H_{min1}^{\parallel} при уменьшении поля, — возбуждение продолжится из области S_{h1}^{\parallel}). Очевидно, что эквивалентным кривым области S_{h1}^{\parallel} соответствуют амплитудно-фазовые характеристики, представленные эпюрами 5–8 на рис. 2, а эквивалентным кривым области S_{h2}^{\parallel} — характеристики, представленные эпюрами 1–4 на рис. 2. Кроме эквивалентных кривых на рис. 3а приведена зависимость частоты f_p , на которой наблюдался перепад ослабления сигнала на амплитудно-частотной характеристике (рис. 2, эпюры 6, 7), от величины магнитного поля H_0 . Как видно из рис. 3а, зависимость $f_p(H_0)$ очень близка к прямой и при $H_0 = H_{sat}^{\parallel}$ проходит через точку излома эквивалентной кривой с $k \simeq 0$.

Изменение эквивалентных кривых магнитостатических волн в низкочастотных областях S_{i1}^{\parallel} и S_{i2}^{\parallel} носит менее выраженный гистерезисный характер, причем в поведении этих эквивалентных кривых явно просматривается тенденция к сходимости при $H_0 \simeq 0$, а штриховые эквивалентные кривые лежат ниже сплошных (в высокочастотных областях наоборот). В областях S_{i1}^{\parallel} и S_{i2}^{\parallel} всегда возбуждаются магнитостатические волны с малыми волновыми числами ($k < 20 \text{ см}^{-1}$), причем эффективность возбуждения невелика (ослабление $\simeq -50$ дБ). Возбуждение волн в области S_{i1}^{\parallel} прекращается при $H_0 > 17$ Э, а в области S_{i2}^{\parallel} — при $H_0 > 26$ Э.

Покажем теперь появление гистерезисных свойств магнитостатических волн на примере дисперсионных кривых.

Дисперсионные зависимости магнитостатических волн $f(k)$, измеренные при различных фиксированных значениях поля H_0 для областей S_{h2}^{\parallel} (случай увеличения поля

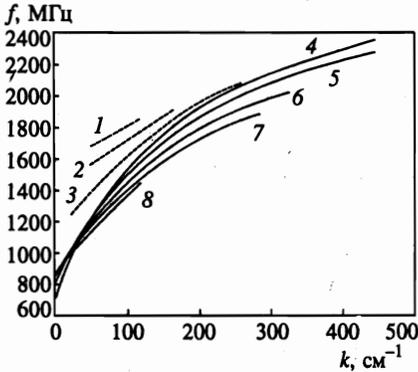


Рис. 4. Дисперсионные зависимости $f(k)$ поверхностных магнитостатических волн при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 вдоль одной из проекций осей [111] на плоскость пленки (вдоль оси 1 на рис. 1) для областей S_{h1}^{\parallel} (кривые 1-3), S_{sat}^{\parallel} (кривая 4) и S_{h2}^{\parallel} (кривые 5-8). Кривые измерены при следующих значениях магнитного поля H_0 : 1 и 7 — 4.7 Э; 2 и 6 — 11.0 Э, 3 и 5 — 21.7 Э; 4 — 33.5 Э; 8 — 2.5 Э

от ≈ 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$, S_{sat}^{\parallel} (при $H_0 = H_{sat}^{\parallel}$) и S_{h1}^{\parallel} (случай уменьшения поля от $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ до ≈ 0) приведены на рис. 4 (кривые 1-3, 4 и 5-8, соответственно; кривые 1-3, как и соответствующая им область, даны штрихом, а кривые 4-8, по аналогии, — сплошными линиями). Из попарного сравнения кривых 1 и 7, 2 и 6, 3 и 5, измеренных при одних и тех же значениях поля, видно, что зависимости $f(k)$ для области S_{h2}^{\parallel} лежат по частоте значительно выше аналогичных кривых для области S_{h1}^{\parallel} , причем дисперсия $f(k)$ для $H_0 = H_{sat}^{\parallel}$ (кривая 4) занимает промежуточное положение. Все дисперсионные кривые являются характерными для магнитостатических волн поверхностного типа. Отметим также заметное изменение наклона указанных кривых, соответствующих различным значениям поля, и изменение интервала возбуждающихся волновых чисел, особенно существенное для области S_{h2}^{\parallel} , в которой волны с малыми k появляются лишь при полях близких к H_{sat}^{\parallel} . Гистерезисный характер поведения дисперсии магнитостатических волн проявляется в том, что при изменении поля H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ и обратно дисперсия магнитостатических волн также постепенно изменяется от кривой 1 до кривой 8, после чего волны перестают возбуждаться (при $H_0 < H_{min1}^{\parallel}$), и в начале нового цикла (при $H_0 > H_{min2}^{\parallel}$) их дисперсия вновь описывается кривой 1.

Остановимся кратко еще на описании гистерезисных явлений для случаев приложения поля H_0 вдоль двух других проекций осей типа [111] на плоскость пленки (оси 2 и 3 на рис. 1). Отметим сразу же, что гистерезисный характер амплитудно-частотных характеристик, эквивфазных и дисперсионных кривых для этих двух случаев качественно ничем не отличается от описанного выше для случая намагничивания пленки вдоль оси 1 (рис. 1), количественные же различия достаточно существенны. Удобнее всего описать эти различия путем сравнения гистерезиса эквивфазных кривых для всех трех случаев. Прежде всего заметим, что величины полей H_{min1}^{\parallel} , H_{min2}^{\parallel} и H_{sat}^{\parallel} во всех трех случаях были примерно одинаковыми (отличаясь не более, чем на ± 1 Э). Полностью одинаковыми были и все характеристики магнитостатических волн в той части гистерезисного цикла, в которой поле H_0 уменьшалось от $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ до ≈ 0 (эта часть цикла описывается сплошными эквивфазными кривыми на рис. 3а). При увеличении же поля от ≈ 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ крутизна эквивфазных кривых (показанных штрихом на рис. 3а) существенно различалась во всех трех случаях намагничивания пленки. Так, например, крутизна штриховой эквивфазной кривой с $k = 98 \text{ см}^{-1}$ на рис. 3а равна $S_{98}^1 = -9.7 \text{ МГц/Э}$

(приближенно можно считать штриховые эквивалентные кривые прямыми), а крутизны аналогичных эквивалентных кривых для случаев намагничивания пленки вдоль осей 2 и 3 (рис. 1) оказались равны соответственно $S_{98}^2 = -13.1$ МГц/Э и $S_{98}^3 = +0.7$ МГц/Э. Таким образом, при намагничивании пленки вдоль оси 3 наблюдается минимальная петля гистерезиса эквивалентных кривых, при намагничивании пленки вдоль оси 2 — максимальная петля гистерезиса эквивалентных кривых, а при намагничивании пленки вдоль оси 1, подробно описанном выше, размер петли гистерезиса эквивалентных кривых занимает промежуточное положение. Другие характеристики магнитостатических волн для описываемых трех случаев также заметно различались при увеличении поля от ≈ 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$. Например, из сравнения амплитудно-частотных характеристик можно было видеть, что для каждого из трех случаев намагничивания пленки (вдоль осей 1, 2 и 3) при величине $H_0 = 4.5$ Э частотный диапазон возбуждения магнитостатических волн составлял соответственно 1600–1900 МГц, 1850–2020 МГц и 1500–1800 МГц. Изменение дисперсионных зависимостей магнитостатических волн $f(k)$ наблюдалось лишь для штриховых кривых: при намагничивании пленки вдоль оси 3 эти кривые сдвигались ближе по частоте к дисперсионной зависимости для насыщенной пленки (кривая 4 на рис. 4), а при намагничивании пленки вдоль оси 2 эти кривые располагались дальше по частоте от дисперсионной зависимости для насыщенной пленки.

5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛЕНКАХ ЖЕЛЕЗОИТТРИЕВОГО ГРАНАТА, НАМАГНИЧИВАЕМЫХ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ПРОЕКЦИИ ОСИ ТИПА [111] НА ПЛОСКОСТЬ ПЛЕНКИ

Аналогично предыдущему случаю при намагничивании пленки полем H_0 , перпендикулярным какой-либо из проекций осей типа [111] на плоскость пленки, в зависимости от поведения магнитостатических волн можно выделить три характерных значения поля: H_{min1}^{\perp} , H_{min2}^{\perp} и H_{sat}^{\perp} . В полях $H_0 > H_{sat}^{\perp}$ пленки железиттриевого граната намагничиваются до насыщения и распространение магнитостатических волн в них происходит в соответствии с теорией [21]. При уменьшении поля от H_{sat}^{\perp} до ≈ 0 возбуждение магнитостатических волн наблюдается до тех пор, пока величина H_0 не уменьшится до значения H_{min1}^{\perp} (при $H_0 < H_{min1}^{\perp}$ волны не возбуждаются). Для всех исследованных пленок значение H_{min1}^{\perp} лежит в пределах 7–16 Э. При увеличении поля от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$ магнитостатические волны возбуждаются лишь при $H_0 > H_{min2}^{\perp}$. Значение поля H_{min2}^{\perp} для всех исследованных пленок лежит в пределах 5–12 Э, т. е. в отличие от случая намагничивания пленки, описанного в разд. 4, $H_{min2}^{\perp} < H_{min1}^{\perp}$. При изменении поля H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$ и обратно поведение характеристик магнитостатических волн также является гистерезисным, что мы и описываем ниже для случая намагничивания пленки № 1 перпендикулярно оси 1 (рис. 1). Для пленки № 1 $H_{min1}^{\perp} = 10.2$ Э, $H_{min2}^{\perp} = 7$ Э и $H_{sat}^{\perp} = 19.1$ Э.

Как и в разд. 4, начнем рассмотрение со сравнения амплитудно-частотной характеристики коэффициента передачи магнитостатических волн. На рис. 5 показаны амплитудно-частотные характеристики, соответствующие случаю увеличения поля H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$ (эпюры 1–5) и уменьшения поля H_0 в тех же пределах (эпюры 6–9). Как видно из рисунка, при увеличении поля H_0 частотный диапазон, в котором возбуждаются волны, расширятся с 1400–1900 МГц при $H_0 = 7.2$ Э (рис. 5, эпюра 1) до 1200–2100 МГц при $H_0 = 11.2$ Э (рис. 5, эпюра 2). При $H_0 = 16.9$ Э на характеристике спектра

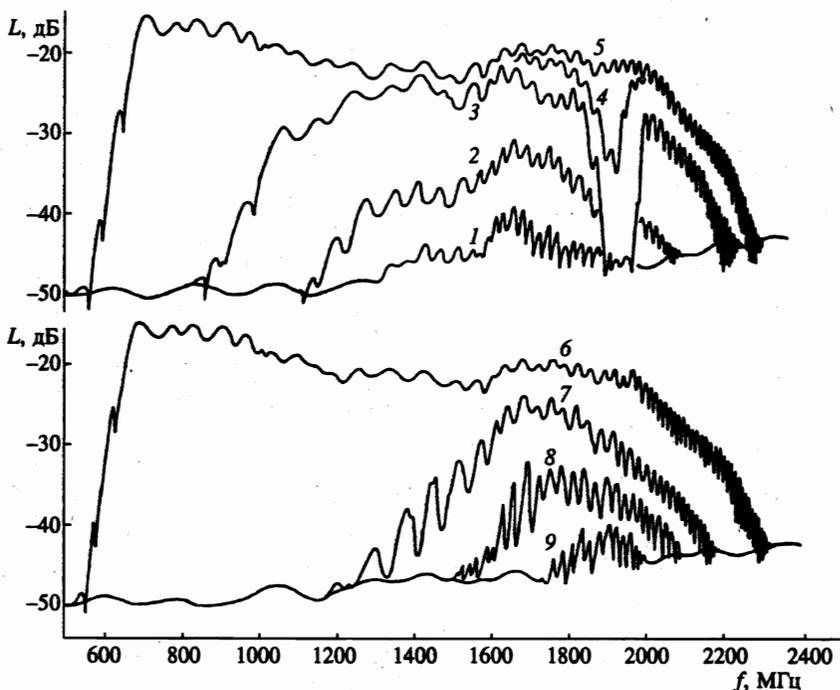


Рис. 5. Амплитудно-фазовая характеристика коэффициента передачи магнитостатических волн при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 перпендикулярно оси 1 на рис. 1 для следующих значений поля H_0 : 1 — 7.2 Э, 2 — 11.2 Э, 3 — 18.4 Э, 4 — 18.8 Э, 5 и 6 — 19.1 Э, 7 — 17.8 Э, 8 — 15.2 Э, 9 — 11.2 Э; кривые 1–5 сняты при монотонном увеличении поля H_0 , кривые 6–9 — при монотонном уменьшении поля H_0 (амплитудно-фазовые характеристики, описываемые кривыми 1, 2 и 4 приведены не полностью в целях сохранения наглядности рисунка)

в окрестности частоты 1100 МГц и частоты $f'_p = 2000$ МГц эффективность возбуждения магнитостатических волн ухудшается, причем в окрестности частоты 1100 МГц это ухудшение исчезает при $H_0 = 18.4$ Э. В окрестности частоты f'_p при $H_0 = 18.4$ Э, наоборот, наблюдается полное невозбуждение магнитостатических волн в полосе частот ≈ 100 МГц (рис. 5 эпюра 3), которое постепенно исчезает при дальнейшем увеличении поля H_0 (рис. 5 эпюры 4, 5). Отметим еще, что в интервале $17.7 < H_0 < 18.2$ Э наблюдалось ухудшение возбуждения магнитостатических волн во всем спектре, наблюдавшееся как изменение ослабления сигнала на всей амплитудно-частотной характеристике на ≈ -12 дБ (эпюры не приведены в целях сохранения наглядности рисунка). При уменьшении H_0 от $H_{sat}^\perp + \delta$ до ≈ 0 характеристика спектра изменяется более просто, чем в предыдущем случае: эффективность возбуждения волн понижается, а частотный диапазон, в котором возбуждаются магнитостатические волны, постепенно сужается с 550–2300 МГц при $H_0 = 19.1$ Э (рис. 5, эпюра 6) до 1750–2000 МГц при $H_0 = 11.2$ Э (рис. 5, эпюра 9). Из рис. 5 видно, что характер изменения амплитудно-частотных характеристик магнитостатических волн для случаев увеличения и уменьшения поля существенно различается, что характерно для гистерезисных явлений. Одинаковыми для обоих случаев эти характеристики становятся при $H_0 = H_{sat}^\perp = 19.1$ Э. Отметим еще,

что если при уменьшении поля H_0 от $H_{sat}^\perp + \delta$ это уменьшение прервать при значении $H_0 \simeq H_{min1}^\perp = 10.5$ Э и начать увеличивать H_0 , то на амплитудно-частотной характеристике вблизи частоты f_p' в интервале полей $16.9 < H_0 < 19.1$ Э будет наблюдаться такое же ухудшение возбуждения магнитостатических волн, как на эпюрах 3 и 4 рис. 5 для случая увеличения поля от $\simeq 0$ до $H_{sat}^\perp + \delta$.

Перейдем теперь к рассмотрению эквиважных кривых.

На рис. 3б обозначены частотно-полевые области возбуждения магнитостатических волн и приведены эквиважные кривые, полученные для пленки № 1. Как видно из рисунка, в случае уменьшения значений поля H_0 от $H_{sat}^\perp + \delta$ до $\simeq 0$ наблюдались две области возбуждения волн, показанные сплошными кривыми: высокочастотная область S_{h1}^\perp и низкочастотная область S_{h2}^\perp . В случае же увеличения поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^\perp + \delta$ в том же самом интервале полей возникает другая высокочастотная область возбуждения магнитостатических волн S_{h2}^\perp , показанная штриховыми кривыми. Из рис. 3б видно, что при любом H_0 волна с определенным волновым числом k возбуждается на существенно разных частотах в каждой из областей S_{h1}^\perp и S_{h2}^\perp (например, магнитостатическая волна с $k = 158$ см⁻¹ при $H_0 = 11$ Э возбуждается на частоте 1880 МГц в области S_{h1}^\perp , а в области S_{h2}^\perp — на частоте 1650 МГц), причем чем выше величина H_0 , тем меньше разница в значениях частот. Эквиважные кривые обеих областей S_{h1}^\perp и S_{h2}^\perp сходятся при $H_0 = H_{cr}^\perp = 18.1$ Э, причем эквиважные кривые области S_{h2}^\perp претерпевают при этом излом. В интервале 18.1 Э $< H_0 < 19.1$ Э ход эквиважных кривых областей S_{h1}^\perp и S_{h2}^\perp совпадает, а при $H_0 = H_{sat}^\perp = 19.1$ Э эквиважные кривые обеих областей, претерпевая излом, смыкаются с эквиважными кривыми обычных поверхностных магнитостатических волн из области насыщения S_{sat}^\perp , в которой поведение магнитостатических волн полностью соответствует теории [13, 21]. Таким образом, при изменении поля H_0 от $\simeq 0$ до $H_{sat}^\perp + \delta$ и обратно наблюдается гистерезис эквиважных кривых для высокочастотных областей: вместо волн из области S_{h2}^\perp , описываемых штриховыми кривыми, возникают волны из области S_{h1}^\perp , описываемые сплошными кривыми, причем в отличие от случая намагничивания пленки, описанного в разд. 4, в данном случае штриховые кривые лежат ниже сплошных. Повторное изменение поля от $\simeq 0$ до $H_{sat}^\perp + \delta$ и обратно приводит к повторению всего цикла, т.е. опять возбуждаются волны, описываемые штриховыми кривыми, а затем волны, описываемые сплошными кривыми. Следует отметить одну характерную особенность, свойственную штриховым эквиважным кривым. Эти кривые, приведенные на рис. 3б, — некоторое усреднение реально наблюдаемого процесса: т.е. при непрерывном изменении поля H_0 фазово-частотная характеристика изменялась небольшими скачками, происходившими после изменения поля на 0.3–0.8 Э, и при точном отображении эквиважных кривых на рисунке следовало бы их нарисовать наподобие ступенчатой лесенки, где ширина ступенек равна 0.3–0.8 Э, а высота может варьироваться от $\simeq 1$ до 20 МГц. В случае же сплошных эквиважных кривых при непрерывном изменении поля H_0 фазово-частотная характеристика изменялась также непрерывно. Очевидно, что штриховым эквиважным кривым соответствуют амплитудно-частотные характеристики магнитостатических волн, представленные эпюрами 1–5 на рис. 5, а сплошным эквиважным кривым — амплитудно-частотных характеристик магнитостатических волн, представленные эпюрами 6–9 на рис. 5. Не возбуждению волн в окрестности частоты f_p' , наблюдавшемуся на амплитудно-частотной характеристике магнитостатических волн (эпюра 3 на рис. 5), соответствует на рис. 3б область N (обведена штрихом), внутри которой штриховые эквиважные кривые с волновыми числами 190 см⁻¹ $< k < 230$ см⁻¹ (или длинами волн 270 мкм $< \lambda < 330$ мкм)

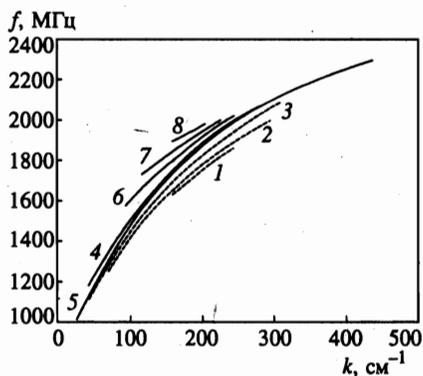


Рис. 6. Дисперсионные зависимости $f(k)$ поверхностных магнитостатических волн при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 перпендикулярно одной из проекций осей [111] на плоскость пленки (перпендикулярно оси 1 на рис. 1) для областей S_{h1}^{\perp} (кривые 1-4), S_{sat}^{\perp} (кривая 5) и S_{h2}^{\perp} (кривые 6-8). Кривые измерены при следующих значениях магнитного поля H_0 : 1—8 Э, 2 и 8—10.5 Э, 3 и 6—15.1 Э, 4—18.1 Э, 5—19.1 Э, 7—12.8 Э (начальный участок зависимости $f(k)$, описываемой кривой 5, в интервале частот 500–1000 МГц не приведен)

претерпевают разрыв, — т. есть магнитостатические волны именно с этими k не возбуждаются. Отметим, что область N наблюдается в интервале полей $18.1 \text{ Э} < H_0 < 19.1 \text{ Э}$, в котором штриховые и сплошные эквивалентные кривые совпадают. Кроме того, из сравнения рис. 3а и 3б видно, что частотно-полевое расположение области N совпадает с частотно-полевым расположением зависимости $f_p(H_0)$, описывающей появление перепада ослабления сигнала на амплитудно-частотной характеристике магнитостатических волн (область N начинается сразу же выше этой зависимости). Данное обстоятельство свидетельствует, по-видимому, о единой причине вызывающей эти два явления. Отметим еще, что гистерезис эквивалентных кривых магнитостатических волн в низкочастотной области S_{l1}^{\perp} не наблюдался из-за сильного ослабления сигнала магнитостатических волн (более 50 дБ) при увеличении поля H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$, что не давало возможности измерять параметры магнитостатических волн.

Покажем теперь гистерезисное изменение дисперсионных кривых магнитостатических волн.

Дисперсионные зависимости магнитостатических волн $f(k)$, измеренные при различных фиксированных значениях поля H_0 для областей S_{h2}^{\perp} (случай увеличения поля от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$) и S_{h1}^{\perp} (случай уменьшения поля от $H_{sat}^{\perp} + \delta$ до ≈ 0), приведены на рис. 6 (кривые 1-8). По аналогии с рис. 3б штрихом показаны зависимости для области S_{h2}^{\perp} (кривые 1-3), а сплошные кривые соответствуют области S_{h1}^{\perp} (кривые 6-8). При $H_0 > 18.1 \text{ Э}$ зависимости $f(k)$ для обеих областей, как и эквивалентные кривые на рис. 3б, совпадают, поэтому эти зависимости $f(k)$ показаны на рис. 6 также сплошными линиями (кривые 4 и 5). Из рис. 6 видно, что в отличие от рис. 4 штриховые дисперсионные кривые, соответствующие увеличению поля, лежат по частоте значительно ниже сплошных кривых, соответствующих случаю уменьшения поля. Все дисперсионные кривые являются характерными для магнитостатических волн поверхностного типа. Отметим также заметное изменение наклона указанных кривых, соответствующих различным значениям поля, и изменение интервала возбуждающихся волновых чисел как в области S_{h1}^{\perp} , так и в области S_{h2}^{\perp} (магнитостатические волны с малыми k появляются лишь при полях, близких к H_{sat}^{\perp}). Гистерезисный характер поведения дисперсии магнитостатических волн проявляется в том, что при изменении поля H_0 от ≈ 0 до $H_{sat}^{\perp} + \delta$ и обратно дисперсия также постепенно изменяется в соответствии с кривыми 1-8, после чего волны перестают возбуждаться (при $H_0 < H_{min1}^{\perp}$), и в начале нового цикла (при $H_0 > H_{min2}^{\perp}$) их дисперсия вновь описывается кривой 1.

При намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 перпендикулярно другим проекциям осей типа [111] на плоскость пленки (перпендикулярно осям 2 или 3 на рис. 1) гистерезисный характер амплитудно-частотной характеристики эквивалентных и дисперсионных кривых существенно не отличается ни качественно, ни количественно от описанного выше случая намагничивания пленки. Небольшие различия наблюдались лишь при увеличении поля H_0 . Они были связаны в основном с изменением значений H_{min2}^\perp (в пределах $\simeq \pm 2$ Э) и некоторым уменьшением средней крутизны эквивалентных кривых по сравнению с описанным случаем (примерно на 3 МГц/Э).

6. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ИССЛЕДОВАННЫХ ПЛЕНОК. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА

Как видно из предыдущих разделов, гистерезисное поведение магнитостатических волн наблюдается только в полях, недостаточных для насыщения пленок железиттриевого граната, т. е. когда в образце существует доменная структура. Существенное влияние доменов на распространение магнитостатических волн отмечалось и ранее [1–15]. Для выяснения характера этого влияния в нашем случае проводилось измерение параметров доменной структуры пленок одновременно с измерением характеристик магнитостатических волн. Проводя параллельные измерения параметров доменной структуры и магнитостатических волн, мы стремились выявить взаимосвязь между гистерезисным поведением магнитостатических волн и изменением доменной структуры. Нам представляется удобным уже сейчас сформулировать суть этой взаимосвязи: в исследуемых пленках при изменении поля H_0 от 0 до значения большего насыщающего и обратно наблюдается гистерезисное изменение параметров магнитостатических волн параллельно с гистерезисным изменением параметров доменной структуры. Подчеркнем, что гистерезис доменной структуры всегда был связан с изменением ориентации доменных границ. Причины, приводящие к изменению ориентации доменных границ, можно понять, анализируя поведение доменной структуры при изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat} + \delta$ и обратно. Опишем кратко это поведение ниже.

Прежде всего отметим, что в отличие от пленок, описанных в [11, 12], в большинстве исследуемых пленок независимо от предыстории намагничивания при величине $H_0 = 0$ устанавливается регулярная полосовая симметричная доменная структура, границы которой ориентированы где-то между двумя направлениями, определяемыми теми проекциями осей типа [111] на плоскость пленки, между которыми расположена проекция оси одноосной анизотропии на плоскость пленки (оси 1 и 2 на рис. 1). Картина наблюдаемой доменной структуры имеет высокую контрастность, как и у пленок, описанных в [11, 12], что свидетельствует об ориентации намагниченностей доменов вблизи нормали к плоскости пленки. В пленке железиттриевого граната № 1 период этой доменной структуры T_0 составлял 23.1 мкм, а угол φ_0 , под которым доменные границы были наклонены по отношению к оси 1 на рис. 1, равнялся $+6 \pm 3^\circ$.

При приложении в любом кристаллографическом направлении касательного плоскости пленки поля $H_0 = H_s = 0.5$ Э контрастность наблюдаемой картины доменной структуры резко уменьшается, т. е. намагниченности доменов ориентируются вблизи плоскости пленки. Приобретая малоконтрастный вид, доменная структура, по-видимому, приобретает также свойство относительной подвижности доменных границ (по сравнению с доменной структурой пленок, описанных в [11, 12]), так что границы могут изменять ориентацию при изменении энергетической выгодности направлений. По-

сколькo поле H_0 оказывает существенное влияние на глубину энергетических минимумов, соответствующих четырем осям (1–3 и А на рис. 1), то при увеличении H_0 в некотором интервале полей, $H_s < H_0 < H_{min2}$, происходит переориентация доменных границ от направления, задаваемого углом φ_0 , до некоторого другого направления, зависящего от кристаллографической ориентации пленки относительно поля H_0 . Как правило, переориентация доменных границ происходит через возникновение в интервале полей $H_s < H_0 < H_{min2}$ блочной доменной структуры, в которой домены внутри каждого блока имеют вид прямолинейных полос одинаковой ширины, а доменные границы параллельны одному из энергетически выгодных направлений. Значение H_{min2} для всех исследованных пленок лежит в пределах 2–12 Э (в отдельных случаях, описываемых ниже, блочная доменная структура при $H_0 < H_{min2}$ не возникает, а при $H_0 = H_{min2}$ происходит изменение одного типа регулярной доменной структуры на другой).

При дальнейшем увеличении поля от значения H_{min2} до значения H_{sat} , намагничивающего пленку до насыщения, в пленке существует регулярная либо квазирегулярная доменная структура. Термином квазирегулярная мы будем называть доменную структуру, которая близка к регулярной, но в отличие от последней имеет небольшие искажения (например, границы являются не строго прямыми линиями, а лишь близкими к прямым; или могут наблюдаться отдельные тупиковые домены). Мы полагаем, что эту доменную структуру следует выделять среди других нерегулярных доменных структур, поскольку при наличии в пленке квазирегулярной доменной структуры эффективность возбуждения магнитостатических волн практически такая же, как и при наличии регулярной доменной структуры, в то время как при существовании в пленке нерегулярной доменной структуры магнитостатические волны не возбуждаются (т. е. волна практически не чувствует редких и мелких искажений доменной структуры, размер которых намного меньше длины волны). Квазирегулярная доменная структура обычно возникает в пленках при увеличении поля H_0 от 0 для $H_0 > H_{min2}$.

Уменьшение поля H_0 от значения $H_{sat} + \delta$ до значений меньших H_{sat} приводит к тому, что в пленке возникает новая доменная структура. Поскольку в этом случае при формировании доменной структуры внешнее поле H_0 имеет значительно большую величину, чем при формировании доменной структуры в случае увеличения поля, то поле H_0 оказывает преобладающее влияние на ориентацию границ новой доменной структуры: границы всегда являются прямолинейными и ориентируются либо вдоль направления H_0 , либо отклоняются от этого направления не более чем на $\pm 30^\circ$. Эта доменная структура существует в пленке, пока величина H_0 не станет меньше некоторого значения H_{min1} . При $H_0 < H_{min1}$ в пленках устанавливается блочная доменная структура, аналогичная описанной для случая $H_0 < H_{min2}$. Для всех исследованных пленок значения H_{min1} лежат в пределах 1–3 Э.

Таким образом, при изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat} + \delta$ и обратно в пленках возникает гистерезисное изменение ориентации доменных границ.

Следует отметить, что в некоторых исследованных пленках высококонтрастная доменная структура при $H_0 = 0$ не возникает. В таких пленках при $H_0 = 0$ существует низкоконтрастная блочная доменная структура, а в остальных случаях ее изменение полностью соответствует тому, что описано выше.

Отметим еще следующее общее свойство исследованных доменных структур, о котором мы не будем упоминать в дальнейшем. В интервалах полей $H_{min1} < H_0 < H_{sat}$ и $H_{min2} < H_0 < H_{sat}$ для значений H_0 , лежащих вблизи H_{sat} , всегда наблюдалось сильное понижение контрастности картины доменной структуры, так что последняя была

различима лишь на начальном участке этих интервалов полей. Кроме того, о поведении структур при $H_0 < H_{min1}$ и при $H_0 < H_{min2}$ (магнитостатические волны в этих случаях не возбуждались) в дальнейшем также упоминаться не будет, поскольку в целом оно уже изложено выше.

Теперь, когда поведение доменных структур описано в общих чертах, рассмотрим как конкретно изменялась ориентация доменных границ при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 вдоль различных кристаллографических направлений.

7. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ПЛЕНКИ ВДОЛЬ ПРОЕКЦИЙ ОСЕЙ ТИПА [111] НА ПЛОСКОСТЬ ПЛЕНКИ

Как показано на рис. 1, в плоскости пленки лежат три проекции осей типа [111] (1, 2 и 3). При намагничивании пленки № 1 полем H_0 , увеличивающимся от 0 до насыщающего значения H_{sat}^{\parallel} вдоль любой из указанных проекций, в пленке возникает квазирегулярная доменная структура при $H_0 > H_{min2}$ (для пленки № 1 $H_{min2} = 2.5$ Э, $H_{sat}^{\parallel} = 33.5$ Э). Угол α между доменными границами и направлением поля H_0 зависит от того, вдоль какой конкретно проекции оси типа [111] (рис. 1) приложено поле:

- 1) $\alpha = +40 \pm 3^\circ$ при намагничивании пленки вдоль оси 1;
- 2) $\alpha = -60^\circ$ или $\alpha = +60^\circ$ при намагничивании пленки вдоль оси 2 (характеристики магнитостатических волн для равных по модулю значений α не различаются);
- 3) $\alpha = +7 \pm 3^\circ$ при намагничивании пленки вдоль оси 2.

При уменьшении поля от величины $H_{sat}^{\parallel} + \delta$, где значение H_{sat}^{\parallel} соответствует излому эквивалентных кривых магнитостатических волн (рис. 3а), границы доменов в интервале полей $H_{min1}^{\parallel} < H_0 < H_{sat}^{\parallel}$ всегда ориентируются параллельно полю H_0 ($\alpha = 0$) независимо от того, вдоль какой из проекций осей типа [111] приложено поле (для пленки № 1 $H_{min1}^{\parallel} = 1$ Э).

Ни в одной из описанных выше доменных структур ориентация границ (т. е. значения α) при изменении H_0 внутри интервалов полей $H_{min1}^{\parallel} < H_0 < H_{sat}^{\parallel}$ и $H_{min2}^{\parallel} < H_0 < H_{sat}^{\parallel}$ не изменялась (по крайней мере для значений H_0 , когда доменную структуру удавалось различить в микроскоп).

Зависимости периодов доменных структур от поля $T(H_0)$ для случая намагничивания пленки № 1 вдоль оси 1 на рис. 1 (распространение магнитостатических волн для него описано в разд. 3) приведены на рис. 7. Кривая 1 соответствует увеличению поля от 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$, а кривая 2 — уменьшению поля в тех же пределах. При намагничивании пленки вдоль осей 2 и 3 зависимости $T(H_0)$ были в целом аналогичны кривым 1 и 2 на рис. 7 (немного различались лишь кривые, соответствующие увеличению поля).

Таким образом, гистерезисные свойства доменной структуры проявляются в том, что при изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ и обратно, во-первых, изменяется ориентация доменных границ (например, значение $\alpha = +40^\circ$ меняется на $\alpha = 0$) и, во-вторых, изменяется зависимость периода доменной структуры от поля H_0 (см. рис. 7, кривые 1 и 2). При повторном изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat}^{\parallel} + \delta$ и обратно цикл изменения границ и периода доменной структуры повторяется.

8. ДОМЕННЫЕ СТРУКТУРЫ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ ПЛЕНКИ ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО ПРОЕКЦИЯМ ОСЕЙ ТИПА [111] НА ПЛОСКОСТЬ ПЛЕНКИ

Опишем вначале изменение доменной структуры при намагничивании пленки № 1 перпендикулярно оси 1 на рис. 1 (распространение магнитостатических волн для этого случая подробно описано в разд. 4).

При увеличении поля H_0 от 0 до $H_{sat}^\perp + \delta$ высококонтрастная регулярная полосовая симметричная доменная структура, возникающая при $H_0 = 0$ (см. разд. 6), становится низкоконтрастной при $H_0 = H_s = 0.5$ Э, и эта новая регулярная симметричная доменная структура существует в интервале полей $H_s < H_0 < H_{min2}^\perp$, где $H_{min2}^\perp = 10.2$ Э. Угол α между границами доменной структуры и полем H_0 при переходе от высококонтрастной доменной структуры к низкоконтрастной и в интервале полей $H_s < H_0 < H_{min2}^\perp$ не изменяется и равняется $\alpha = -84^\circ$. Зависимость периода низкоконтрастной доменной структуры в указанном интервале полей приведена на рис. 7 (кривая 3). Магнитостатические волны в интервале полей $H_s < H_0 < H_{min2}^\perp$ в пленке не возбуждаются. При $H_0 = H_{min2}^\perp$ в пленке происходит фазовый переход, связанный с изменением ориентации доменных границ: угол α скачком изменяет значение -84° на -30° . При увеличении H_0 в интервале полей $H_{min2}^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$ (для пленки № 1 $H_{sat}^\perp = 19.1$ Э) доменная структура через каждые $0.2-0.5$ Э скачком изменяет ориентацию доменных границ на небольшой угол, так что ориентация границ постепенно приближается к направлению поля H_0 . При величине $H_0 = 15.9$ Э, выше которой доменная структура была неразличима, угол α равнялся -21.3° . Этим скачкообразным изменением доменной структуры обусловлено скачкообразное изменение штриховых эквивалентных кривых на рис. 3б, о котором упоминалось в разд. 4. Зависимость периода доменной структуры от поля H_0 для $H_0 > H_{min2}^\perp$ описывается кривой 4 на рис. 7. Заметим также, что при $H_0 > 15$ Э доменная структура из симметричной начинает трансформироваться в несимметричную (подробнее аналогичная трансформация описывается ниже для случая уменьшения поля).

При уменьшении поля H_0 от $H_{sat}^\perp + \delta$ до 0 в пленке устанавливается регулярная полосовая доменная структура с углом между доменными границами и полем H_0 $\alpha = -30^\circ$ (или $\alpha = +30^\circ$). Угол α при изменении поля в интервале $H_{min2}^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$ не из-

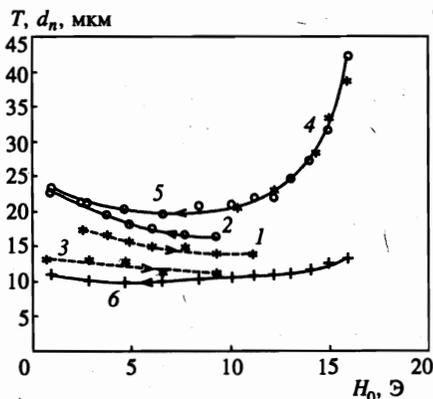


Рис. 7. Зависимости периодов T полосовой доменной структуры и ширины узких доменов d_n несимметричной доменной структуры от величины магнитного поля H_0 при намагничивании пленки железиттриевого граната № 1 вдоль (кривые 1, 2) и перпендикулярно (кривые 3-6) одной из проекций осей [111] на плоскость пленки (оси 1 на рис. 1): 1, 3 и 4 (*) — зависимости $T(H_0)$ при увеличении поля H_0 (показаны штрихом; 4 совпадает с 5 в интервале $10 < H_0 < 16$ Э); 2 и 5 (o) — зависимости $T(H_0)$ при уменьшении поля H_0 (показаны сплошными линиями); 6 (+) — зависимость ширины узких доменов d_n от поля H_0 для доменной структуры, период которой описывается кривой 5

меняется (по крайней мере при тех значениях H_0 , где доменная структура различима). По мере уменьшения поля H_0 доменная структура из несимметричной, которой она является при полях близких к H_{sat}^\perp , постепенно трансформируется в симметричную. О постепенности этой трансформации можно судить из рис. 7, где приведены зависимости периода доменной структуры и ширины узких доменов от поля H_0 (соответственно кривые 5 и 6).

При намагничивании пленки перпендикулярно двум другим проекциям осей типа [111] (оси 2 и 3 на рис. 1) поведение доменной структуры при увеличении поля H_0 в интервале $0 < H_0 < H_{min2}^\perp$ отличалось от описанного выше: в обоих случаях в этом интервале полей после исчезновения высококонтрастной доменной структуры устанавливалась низкоконтрастная блочная структура, а сами значения H_{min2}^\perp немного отличались (в пределах 2 Э). Поведение доменных структур в интервале полей $H_{min2}^\perp < H_0 < H_{sat}^\perp$ было аналогичным, отличаясь немного из-за различия в значениях H_{min2}^\perp .

Таким образом, гистерезисные свойства доменной структуры проявляются и в данном случае: при изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat}^\parallel + \delta$ и обратно в пленке при одних и тех же значениях поля H_0 возникают различные типы доменных структур (блочная или регулярная), совершенно по-разному изменяются ориентация доменных границ и зависимость периода доменной структуры от поля H_0 (см. рис. 7, кривые 3-6). При повторном изменении поля H_0 от 0 до $H_{sat}^\parallel + \delta$ и обратно цикл изменения границ и периода доменных структур повторяется.

9. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проведем анализ взаимосвязи между гистерезисным поведением магнитостатических волн и изменением доменной структуры.

Рассмотрим сначала намагничивание пленки вдоль проекции оси типа [111] на ее плоскость. Анализ поведения магнитостатических волн и доменных структур, приведенный в разд. 3 и 7, позволяет сделать вывод, что гистерезис характеристик магнитостатических волн (см. рис. 2, 3а, 4) связан с гистерезисным изменением ориентации доменных границ. Измерения параметров магнитостатических волн при намагничивании пленки вдоль трех различных проекций осей типа [111] на ее плоскость показывают, что чем больше отличаются ориентации доменных границ при увеличении и при уменьшении поля H_0 (т. е. чем больше модуль разности значений α , соответствующих увеличению и уменьшению поля H_0), тем больший размах петли гистерезиса наблюдается на эквивалентных кривых магнитостатических волн. Поскольку все три проекции осей типа [111] на плоскость пленки в кристаллографическом отношении эквивалентны, то причиной столь существенных количественных различий гистерезиса эквивалентных кривых (и других характеристик магнитостатических волн) является в конечном счете вносящая асимметрию в плоскость пленки одноосная анизотропия (вероятно, введенного или магнитоупругого происхождения), ось которой наклонена к плоскости пленки, как правило, на единицы градусов.

Таким образом, при намагничивании пленки вдоль проекции оси типа [111] на плоскость пленки необходимым условием гистерезиса магнитостатических волн и доменной структуры является наличие в пленке небольшой одноосной анизотропии, ось которой несколько отклонена от нормали к плоскости пленки.

Рассмотрим теперь намагничивание пленки перпендикулярно проекции оси ти-

па [111] на ее плоскость. Анализ поведения магнитостатических волн и доменных структур, приведенный в разд. 4 и 8, позволяет сделать вывод о том, что в данном случае гистерезис характеристик волн (см. рис. 3б, 5, 6) также связан с гистерезисным изменением ориентации доменных границ. При уменьшении поля границы доменной структуры ориентированы под фиксированным углом α по отношению к полю H_0 (по крайней мере для тех значений H_0 , где доменная структура различима; как правило, $|\alpha| = 30^\circ$, лишь изредка $|\alpha|$ бывает немного меньше 30°). При увеличении поля H_0 границы доменной структуры небольшими скачками на 0.5° – 2° , происходящими через каждые 0.3–0.8 Э, изменяют свою ориентацию от значения $|\alpha| = 30^\circ$ до, по-видимому, 0° . К сожалению, из-за низкой контрастности доменная структура становилась неразличима вблизи насыщающего поля, и реально удавалось наблюдать изменение $|\alpha|$ от 30° до $\approx 20^\circ$. Указанная ненаблюдаемость доменной структуры не позволяет также делать достаточно определенные выводы относительно невозбуждения в частотно-полево́й области N (рис. 3б) магнитостатических волн с длинами волн $270 \text{ мкм} < \lambda < 330 \text{ мкм}$, хотя можно предположить следующее: если экстраполировать зависимость периода доменной структуры (кривая 4 на рис. 7) до величины $H_0 = H_{sat}^\perp = 19.1 \text{ Э}$, то легко видеть, что ширина широких доменов при этом вполне может достигнуть величины 67–82 мкм, т. е. точно равняться четверти длины тех магнитостатических волн, которые не наблюдаются в области N . Таким образом, мы, по-видимому, впервые наблюдаем непроходящие магнитостатических волн через решетку четвертьволновых доменных резонаторов. Вполне возможно, что аналогичное происхождение имеет также перепад ослабления на амплитудно-частотной характеристике магнитостатических волн (см. рис. 2, эпюры 6, 7), зависимость частоты которого от поля $f_p(H_0)$, показанная на рис. 3а, проходит в частотно-полево́м интервале, совпадающем с частотно-полево́м интервалом области N (такое объяснение справедливо, конечно, если предположить, что зависимость $T(H_0)$ (кривая 2 на рис. 7) в интервале полей $9 \text{ Э} < H_0 < 33.5 \text{ Э}$ становится возрастающей подобно кривым 4 или 5).

Из всего изложенного выше можно сделать вывод, что гистерезисные свойства магнитостатических волн полностью определяются гистерезисными свойствами регулярных и квазирегулярных доменных структур. При наличии в пленке блочных доменных структур магнитостатические волны не возбуждаются.

Наряду с чисто физическим интересом описанное в настоящей работе гистерезисное поведение магнитостатических волн может явиться удобным инструментом для исследования процессов намагничивания, ориентационных фазовых переходов и измерения параметров материала. Действительно, большинство подобных исследований в настоящее время выполняется магнитооптическими методами путем наблюдения доменной структуры с помощью эффекта Фарадея [20, 22]. Однако для ситуаций, когда вектор намагниченности ориентирован вблизи плоскости пленки, точность магнитооптических методов уменьшается из-за малости эффекта Фарадея в этом случае. В то же время метод использования магнитостатических волн для определения некоторых параметров пленки и контроля ее доменного состояния при этом остается достаточно эффективным. Так, в настоящей работе поля насыщения пленок (H_{sat}^\parallel и H_{sat}^\perp) магнитооптическим методом определить не удалось, тогда как по минимуму эквивалентных кривых магнитостатических волн эти поля были определены с достаточной точностью. Наряду с этим только использование магнитостатических волн позволяет судить о гистерезисном поведении вектора намагниченности в непосредственной близости от поля насыщения, где доменные структуры не видны.

Таким образом, метод использования магнитоэлектрических волн не только является полезным дополнением к магнитооптическому методу, но в ряде случаев может заменить его, оказываясь более чувствительным.

10. ВЫВОДЫ

Экспериментально исследовано распространение безобменных спиновых (магнитоэлектрических) волн в касательно намагниченных пленках железоиттриевого граната с доменами, намагниченность внутри которых ориентирована вблизи плоскости пленки. Обнаруженные в диапазоне 500–2500 МГц волны, распространяющиеся перпендикулярно направлению приложенного поля, подобны поверхностным магнитоэлектрическим волнам в насыщенных пленках. При изменении величины приложенного поля от 0 до значения, превышающего насыщающее, и обратно наблюдается гистерезисное изменение характеристик этих волн, обусловленное, по-видимому, наблюдаемым гистерезисным изменением ориентации доменных границ. Чем сильнее проявляется гистерезис ориентации доменных границ, тем сильнее различаются характеристики и параметры волн: волны с одинаковыми длинами могут возбуждаться при увеличении и уменьшении поля на частотах, отличающихся на величину до 700 МГц, или на одной и той же частоте могут возбуждаться волны, длины которых различаются в несколько раз. Чем ближе величина приложенного поля к насыщающей, тем меньше отличаются параметры волн, измеренные при увеличении и при уменьшении поля. Внутри спектра наблюдаемых магнитоэлектрических волн обнаружен интервал длин волн $270 \text{ мкм} < \lambda < 330 \text{ мкм}$ (или волновых чисел $190 \text{ см}^{-1} < k < 230 \text{ см}^{-1}$), которые не распространяются при величине приложенного поля меньшей, но близкой к насыщающему. Установлено, что вдоль направления приложенного поля (когда в насыщенной пленке возбуждаются обратные объемные волны) волны не возбуждаются.

Кроме того, обнаружен спектр низкочастотных возбуждений (100–500 МГц), связанных, по-видимому, с коллективными резонансными колебаниями доменных границ. У этих возбуждений также обнаружено гистерезисное изменение параметров, причем чем ближе величина приложенного поля к нулю, тем меньше отличаются параметры этих возбуждений при увеличении и при уменьшении поля.

Авторы признательны С. В. Герусу за консультацию по работе [19], а также В. И. Зубкову за помощь в подготовке библиографии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 96-02-17283а).

Литература

1. И. А. Гилянский, Р. Г. Минц, ЖЭТФ 59, 1230 (1970).
2. И. А. Гилянский, К. А. Рязанцев, ФТТ 16, 3008 (1974).
3. D. D. Stancil, J. Appl. Phys. 56, 1775 (1984).
4. И. В. Зависляк, В. В. Данилов, Письма в ЖТФ 8, 72 (1982).
5. С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев, Вестник МГУ, сер. физика и астрономия 24, 92 (1983).
6. С. А. Вызулин, С. А. Киров, Н. Е. Сырьев, Вестник МГУ, сер. физика и астрономия 25, 70 (1984).

7. С. А. Киров, А. И. Пильщиков, Н. Е. Сырьев, ФТТ 16, 3051 (1974).
8. Л. В. Михайловская, И. В. Богомаз, ФТТ 19, 1245 (1977).
9. V. I. Kostenko and M. A. Sigal, Phys. St. Sol. B 170, 569 (1992).
10. Г. Т. Казаков, А. Г. Сухарев, Ю. А. Филимонов, в сб. *Тез. докл. V Всесоюзной школы по спин-волновой электронике СВЧ*, Звенигород (1991), с. 83.
11. А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов, Письма в ЖЭТФ 63, 544 (1996).
12. А. В. Вашковский, Э. Г. Локк, В. И. Щеглов, ЖЭТФ 111, 1016 (1997).
13. А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков, *Магнитные колебания и волны*, Наука, Москва (1994).
14. Ю. В. Гуляев, П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков и др., Письма в ЖТФ 11, 97 (1985).
15. П. Е. Зильберман, Г. Т. Казаков, В. В. Тихонов, *Радиотехника и электроника* 32, 710 (1987).
16. М. М. Фарзтдинов, *Спиновые волны в ферро- и антиферромагнетиках с доменной структурой*, Наука, Москва (1988).
17. В. Т. Сыногач, ФТТ 32, 3475 (1990).
18. V.T. Synogach and H. Dötsch, Phys. Rev. B 54, 15266 (1996).
19. А. В. Вороненко, С. В. Герус, Л. А. Красножен, *Микроэлектроника* 18, 61 (1989).
20. К. П. Белов, А. К. Звездин, А. М. Кадомцева, Р. З. Левитин, *Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках*, Наука, Москва (1979).
21. R. W. Damon and J. R. Eshbach, J. Phys. Chem. Solids 19, 308 (1961).
22. А. Малоземов, Дж. Слонзуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами*, Мир, Москва (1982).